

УДК: 524.88

О РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ПРОТОВЕЩЕСТВА. II

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 10 ноября 1988

Принята к печати 20 декабря 1989

В работе аналитически подробно исследован наиболее простой случай однокомпонентной равновесной конфигурации барионного протовещества при одномерном пространственно-подобном внутреннем искажении континуума. Получено соотношение радиус—масса для таких сверхмассивных образований. На его основе произведены оценки соответствующих параметров активных галактических ядер. Показано, что рассматриваемые сверхкомпактные объекты со сверхэддингтоновской светимостью (причем, наблюдательные данные некоторых из них явно не согласуются с предсказаниями аккреционных моделей черных дыр) хорошо моделируются в рамках представленной теории равновесных конфигураций барионного протовещества, особенно при учете асимметрии геометрии излучения. Произведены также оценки параметров нейтронной звезды, у которой зарегистрирована γ -вспышка 5 марта 1979 г.

1. В астрофизике имеется достаточное количество наблюдательных данных, подтверждающих наличие во Вселенной массивных сверхкомпактных образований, которые могут существовать в статическом состоянии в течение длительного времени (сравнимого с возрастом Вселенной). К их числу относятся ядра активных галактик со сверхэддингтоновской светимостью. Общепринято описывать эти объекты с помощью аккреционных моделей черных дыр. Однако в некоторых случаях наблюдательные данные явно не согласуются с теорией.

Отказываясь от классических представлений о черных дырах и родственных им объектах, в настоящей статье автор предлагает альтернативный подход к моделированию указанных объектов на основе допущения существования массивных сверхплотных образований. Конечно, искать решение подобной задачи в рамках общепринятых теоретических представлений невозможно, поскольку в этом случае возникают принципиальные трудности (наличие гравитационного радиуса, отсутствие источников энергии, вопрос о сжимаемости барионного газа, проблемы углового момента и гидростатической устойчивости). Однако недавно появилась возможность совместного преодоления этих трудностей на основе представ-

лений, развитых в работах [1—3]. Излагаемая там новая трактовка вопроса обладает тем преимуществом, что не исключает возможности образования различных космических систем путем фрагментации рассматриваемых сверхкомпактных дозвездных конфигураций [4]. При сверхвысоких плотностях выше ядерной в центральных областях барионных конфигураций образуются ядра из барионного протовещества (барионного газа, находящегося во внутренне искаженном пространственно-временном континууме при «нулевой температуре»). С помощью рассмотрения задачи центрально-симметрического гравитационного взаимодействия барионного газа в различных режимах внутреннего искажения континуума, в указанных работах получены уравнения, описывающие строение равновесных конфигураций барионного протовещества. Показано, что при таких физических условиях каждая отдельная частица протовещества претерпевает фазовый переход, вследствие которого она переходит на новую массовую поверхность. Происходит сдвиг спектра масс, энергий-импульсов частиц, а следовательно и энергии (плотности масс) протовещества в целом вверх по энергетической шкале. Ядерные силы отталкивания между барионами стремятся к нулю при сверхувеличении плотности частиц. В случае вращающейся конфигурации каждая частица (а следовательно и газ в целом) приобретает искаженный угловой момент. Несмотря на малость обычного углового момента компактного распределения протовещества, благодаря сильному чисто внутреннему искажению пространства—времени, искаженный угловой момент может достигать достаточно больших значений. Наконец, в рамках представленной в [1—3] теории, именно явление внутреннего искажения пространства—времени обеспечивает соразмерный рост внутреннего давления вырожденного барионного газа с увеличением его массы (вследствие этого не достигается стадия релятивистского коллапса).

2. Аналитически подробно исследуем задачу в наиболее простом случае однокомпонентного равновесного образования барионного протовещества при одномерном пространственно-подобном внутреннем искажении континуума [1—3]. Система уравнений, описывающая такую конфигурацию, имеет следующий вид:

$$\Delta_p a_0 = -\frac{1}{2} \left[g_{00} \frac{\partial g^{00}}{\partial a_0} \rho^f(r) - \left(g_{33} \frac{\partial g^{33}}{\partial a_0} + g_{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial a_0} + g_{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial a_0} \right) P^f(r) \right], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \left(\Delta_p - \frac{c^2}{\hbar^2} m_a^2 \right) \tilde{a} = & -\frac{1}{2} \left[g_{00} \frac{\partial g^{00}}{\partial \tilde{a}} \rho^f(r) - \right. \\ & \left. - \left(g_{33} \frac{\partial g^{33}}{\partial \tilde{a}} + g_{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial \tilde{a}} + g_{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial \tilde{a}} \right) P^f(r) \right] \times \theta \left(\frac{\hbar}{m_a c} - N^{-1/3} \right), \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial P^f}{\partial r} + \frac{1}{2} (P^f + \rho^f) g^{00} \frac{\partial g_{00}}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Здесь $P^f(r)$ и $\rho^f(r)$ — давление и макроскопическая плотность энергии протонного вещества (измеренные в „сопутствующих координатах“), $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор искривленного и внутренне искаженного континуума:

$g: T_p \otimes T_p \rightarrow C^\infty(P(3) \oplus T(1))$, m_a — масса покоя поля внутреннего

искажения a , N — обычная концентрация частиц, комптоновская длина

$\frac{h}{m_a c}$ порядка 0.4 ферми, $\theta(y)$ — функция единичного скачка: $\theta(y) = 1$

при $y \geq 0$, и $= 0$ при $y < 0$. Диффеоморфизм $r(r_p): P(3) \oplus T(1) \rightarrow$

$P(3) \oplus T(1)$ определяется формулой $r_p = \left| r - \frac{r_g}{4} \right|$, где r_g — гравита-

ционный радиус конфигурации: $r_g = \frac{2GM}{c^2}$. При этом:

$$g_{00} = (1 - x_0)^2 + x^2, \quad g_{11} = -r^2, \quad x_0 \equiv x a_0, \quad x \equiv x a, \quad (4)$$

$$g_{33} = -[(1 + x_0)^2 + x^2], \quad g_{22} = -r^2 \sin^2 \theta, \quad x = \frac{2 \sqrt{\pi G}}{c^2},$$

(остальные компоненты равны нулю). В качестве уравнения состояния однокомпонентного идеального вырожденного барионного газа, согласно [2, 3], имеем следующее:

$$\rho^f = K^f (\text{sh } t^f - t^f), \quad (5)$$

$$P^f = \frac{1}{3} K^f \left(\text{sh } t^f - 8 \text{sh } \frac{t^f}{2} + 3 t^f \right), \quad (6)$$

где

$$t^f = 4 \text{arsh} \left(\frac{P_F^f}{m^f c} \right), \quad K^f = \frac{(m^f)^4 c^5}{32 \pi^2 \hbar^3}, \quad (7)$$

P_F^f — искаженный граничный импульс Ферми, m^f — искаженная масса покоя бариона. В рассматриваемом случае каждая отдельная частица барионного протонного вещества претерпевает фазовый переход [1, 3]:

$$E \rightarrow E_f = E, \quad (8)$$

$$P_{1,2} \rightarrow P_{f,1,2} = P_{1,2} (1 + x^2)^{-1/2}, \quad P_3 \rightarrow P_f = P_3 + x m c, \quad (9)$$

$$m \rightarrow m^f = [|(m + x P_3 c^{-1})^2 + (P_1^2 + P_2^2) c^{-2} x^2 (1 + x^2)^{-1/2} - x^3 E^2 c^{-4}|]^{1/2}, \quad (10)$$

где E_f и $\vec{P}_f$ — искаженные энергия и импульс бариона. Отсюда не-
трудно получить:

$$x_F^f = x_F \frac{m}{m^f} \sqrt{1 - \frac{2}{3} \frac{x^2}{1 + x^2} + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{x}{x_F} + \frac{x^2}{x_F^2}}, \quad (11)$$

$$m^f = m \sqrt{\left| 1 - x^2 + \frac{1}{\sqrt{3}} x x_F - \frac{1}{6} x_F^2 \frac{x^4}{1 + x^2} \right|}, \quad (12)$$

где введены следующие обозначения:

$$x_F = \frac{P_F}{m c} = \frac{(3\pi^2)^{1/3} \hbar N^{1/3}}{m c}, \quad (13)$$

$$x_F^f = \frac{P_F^f}{m^f c} = \frac{(3\pi^2)^{1/3} \hbar (N^f)^{1/3}}{m^f c}, \quad (14)$$

N^f — искаженная концентрация барионов. В формулах (11) и (12) поло-

жено $P_1 \simeq P_2 \simeq P_3 \simeq \frac{P}{\sqrt{3}} = \frac{|\vec{P}|}{\sqrt{3}}$, кроме этого в (12) проведено

усреднение по импульсам частиц $\vec{P}/mc \simeq x_F/2$. Появление в (10), (12) знака абсолютной величины связано с тем, что при его отсутствии в случае $x \gg 1$ искаженная масса частицы становится мнимой [1, 3]. Такая физическая ситуация соответствует тому, что искаженная скорость частицы больше локальной скорости света, которая в рассматриваемом случае зависит от потенциала внутреннего искажения. В этом нет никакого противоречия, поскольку в метрических теориях обычно вместо ненаблюдаемых локальных координат вводятся реальные стандарты длины и промежутка времени, относительно которых скорость света всегда равна своему вакуумному значению. Последняя всюду больше скорости частицы. В области действительных значений m^f в интегральные выражения для P^f и

P^f вводим параметр t^f обычным образом: $\text{sh } t^f = \frac{P_F^f}{m^f c}$. А в области

мнимых значений $m^f = im^f$ интегрирование проводится в комплексной плоскости искаженных импульсов частиц P^f вдоль мнимой оси. В ре-

зультате имеем: $\text{sh } t^f = \frac{i P_F^f}{m^f c} = \frac{P_F^f}{m^f c} = \text{sh } t^f$. Поэтому в формулах (5),

(6) для всех значений искаженной массы частицы фигурирует один и тот же параметр t^f (7), (10), (12).

Протоевещество заполняет центральную область конфигурации. Оно окружено оболочкой (где $x = 0$), состоящей из обычного барионного газа. Наконец, приведем компоненты метрического тензора вне конфигурации, т. е. при $r > R$ (или $r_p > R_p = \left| R - \frac{r_g}{4} \right|$), где $R(R_p)$ — граница распределения вещества, при котором $P = \rho = 0$. В пустом пространстве, окружающем сферически-симметричное распределение вещества, согласно [2] имеем:

$$g_{00} = (1 - x_0)^2, \quad g_{11} = -r^2, \quad g_{33} = -(1 + x_0)^2, \quad g_{22} = -r^2 \sin^2 \theta, \quad (15)$$

$$x_0 = \frac{r_g}{2r_p}.$$

Из формул (6), (7), (11), (12) видно, что при $x \gg 1$ внутреннее давление P^f увеличивается пропорционально $\sim x^4$, градиент давления $\sim x^3 \frac{\partial x}{\partial r}$. Гравитационные силы сжатия увеличиваются пропорционально $\sim \left(-x^3 \frac{\partial x_0}{\partial r} \right)$. Из уравнений (1) и (2) находим, что в центральной области сверхмассивной конфигурации $x_0 \simeq x \gg 1$, поэтому условие гидростатического равновесия (3) не нарушается при сверхувеличении ее массы. Благодаря этому *устойчивое равновесие* сохраняется также в наружных слоях, даже в пределе масс, намного превосходящих солнечную.

При упрощенном анализе припишем конфигурации средние эффективные значения $\bar{P}^f$, $\bar{\rho}^f$ и эффективный радиус R . При этом среднее значение поля внутреннего искажения $\bar{x} \simeq x(0) \frac{R_1}{R}$ намного больше единицы, даже при $\lg \frac{R_1}{R} \simeq -2, -3, -4$, где R_1 — эффективный радиус протоевещества ($\lg x(0) \geq 5$). Из выражений (5), (6), (11), (12) определим:

$$\bar{P}^f \simeq \frac{24}{5 x_F^2(0)} \bar{\rho}^f \quad \text{при} \quad \bar{x}_F \simeq \frac{x_F(0)}{2} \gg \sqrt{6}, \quad (16)$$

$$\bar{P}^f \simeq 0.37 \bar{\rho}^f \quad \text{при} \quad \bar{x}_F \leq \sqrt{6}, \quad (17)$$

где $x_F(0)$ — значение x_F в центре конфигурации. В каждой точке равновесной конфигурации барионного протоевещества направленный наружу градиент давления и гравитационное сжатие урав-

новешены. По порядку величины первый равен $\frac{\bar{P}'}{R}$, второй $-\frac{G}{c^2} \frac{M \bar{\rho}'}{R^2}$, где M — масса конфигурации. В рассматриваемом случае имеем:

$$\frac{\bar{P}'}{R} = \frac{G}{c^2} \frac{M \bar{\rho}'}{R^2}. \quad (18)$$

Следовательно, из (16) — (18) получим:

$$R = \frac{5}{24} \frac{G}{c^2} x_F^2(0) M \text{ при } x_F(0) \gg 2\sqrt{6}, \quad (19)$$

$$R = 2.73 \frac{G}{c^2} M \text{ при } x_F(0) \leq 2\sqrt{6}. \quad (20)$$

Отсюда при $x_F(0) \gg 2\sqrt{6}$ имеем

$$R_n \simeq 3.077 \cdot 10^4 M_n x_F^2(0) \text{ см}, \quad (21)$$

$$N(0) \simeq 1.48 \cdot 10^{37} x_F^3(0) \text{ см}^{-3}, \quad (22)$$

где $M_n = M/10^n M_\odot$; а при $x_F(0) \leq 2\sqrt{6}$

$$R_n \simeq 4.04 \cdot 10^3 M_n \text{ см}. \quad (23)$$

Несмотря на сделанные упрощения, точность соотношений (21) и (23) достаточно высокая, поскольку аномалии полей гравитации и внутреннего искажения содержатся в величинах $\bar{P}'$, $\bar{\rho}'$ и M , а отношение $\frac{\bar{\rho}'}{\bar{P}'}$ определяется из точной теории ((16), (17)).

Для обычных ядер галактик ($M = 10^{11} M_\odot$), из (21), (22) найдем ($31.62 \leq x_F(0) \leq 316.2$): $0.99 \text{ пк} \leq R_{11} \leq 100 \text{ пк}$.

$$4.68 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \leq N(0) \leq 4.68 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \text{ (для нейтронов)}. \quad (24)$$

Ниже, с помощью соотношений (21) — (23) оценим соответствующие параметры активных галактических ядер со сверхэддингтоновской светимостью. В основном ограничимся наиболее компактными из них [3].

3. Активные галактические ядра являются мощными источниками излучения. Некоторые из них показывают очень кратковременное изменение интенсивности излучения, что свидетельствует о наличии сверхкомпактного центрального источника. В некоторых случаях временная шкала изменения потока излучения указывает на то, что при физических условиях вблизи этих источников нарушается классический эддингтоновский предел для изотропного излучения. Кратковременные изменения потока излучения этих источников накладывают определенные ограничения на теоре-

тические модели для активных галактических ядер [5], а также на модели черных дыр с аккреционными дисками [6]. В моделях черных дыр минимальная временная шкала изменения потока излучения $\Delta t_{\min}$ равна времени прохождения светом расстояния, равного шварцшильдовскому радиусу. В этом случае для наблюдаемой светимости имеем соотношение [5]: $\lg L \leq 43.1 + \lg \Delta t_{\min}$. В работе [6] получено более общее соотношение, учитывающее также возможность асимметрической геометрии излучения (эффект световода): $\lg L' \leq 44.3 + \lg \Delta t_{\min}$. В [7, 8] приводится анализ соотношения „временная шкала переменности болометрическая светимость“ для 60 источников (ядра сейфертовских галактик, квазары, объекты типа BL LAC). Оценки величины $\Delta t_{\min}$ относятся, в основном, к инфракрасно-оптическим (фотометрическим и поляриметрическим) рентгеновским наблюдениям. Наблюдательные данные временной шкалы скорректированы фактором $z + 1$ (z — красное смещение источника). Значения $\Delta t_{\min}$ и L_{bol} внутри источника скорректированы в рамках космологии Фридмана с $q_0 = 1$ и $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, с учетом галактического искажения. В работе [8] приводится зависимость числа источников от отношения L/L_E (L_E — эддингтоновский предел светимости для каждого класса объектов. При этом показано, что в то время, как светимости ядер сейфертовских галактик не превышают классический эддингтоновский предел, светимости квазаров и лацертид приближаются и стремятся превзойти этот предел. На основе диаграммы $\lg \Delta t_{\min} - \lg L_{\text{bol}}$ в [7] показано, что некоторые объекты (лацертиды B2 1308 + 72, 3C 66A, OJ 287, AO 235 + 16, квазары 3C 345, 3C 446, 3C 454.3, LB 9743) находятся в *запрещенной зоне* (особенно первые три из них). То есть, наблюдаемые данные этих источников *не согласуются* с предсказаниями аккреционных моделей черных дыр.

Смоделируем активные галактические сверхкомпактные ядра в рамках представленной теории.

4. Сначала рассмотрим случай изотропного излучения. Соотношение масса—светимость источника дается формулой:

$$M_s = 7.69 \cdot 10^{-47} L \text{ эрг}^{-1} \text{ с}, \quad (25)$$

которая получена при равенстве давления света на электронах гравитационной силе (эддингтоновский предел). Величины M_n , $R = c \Delta t_{\min}$ и r_g определяются на основе наблюдательных данных [7, 8], а $N(0)$ (при котором радиус равняется R) и R_n — с помощью формул (21)—(23). Результаты расчетов приведены в табл. 1 ($N(0)$ определяется в случае нейтронов).

Таблица 1

Объект	Тип	M_n	r_z (см)	R (см)	$N(0)$ (см ⁻³)	R_n (см)
NGC 2992	NELG/S2	$M_5 \approx 6.11$	$9.17 \cdot 10^{10}$	$3.35 \cdot 10^{16}$	$1.98 \cdot 10^{44}$	—
NGC 526A	NELG/S2	$M_0 \approx 1.39$	$2.09 \cdot 10^{11}$	$4.03 \cdot 10^{15}$	$4.24 \cdot 10^{44}$	—
NGC 7582	NELG/S2	$M_5 \approx 1.72$	$2.58 \cdot 10^{10}$	$3.85 \cdot 10^{16}$	$9.17 \cdot 10^{45}$	—
NGC 3227	SI	$M_4 \approx 4.13$	$6.19 \cdot 10^9$	$1.06 \cdot 10^{15}$	$1.13 \cdot 10^{46}$	—
NGC 6814	SI	$M_5 \approx 2.67$	$4.00 \cdot 10^{10}$	$2.98 \cdot 10^{12}$	$1.03 \cdot 10^{41}$	—
NGC 4051	SI	$M_4 \approx 1.37$	$2.05 \cdot 10^9$	$2.99 \cdot 10^{13}$	$2.80 \cdot 10^{44}$	—
NGC 3516	SI	$M_5 \approx 2.02$	$3.03 \cdot 10^{10}$	$1.53 \cdot 10^{16}$	$5.72 \cdot 10^{46}$	—
Mk N 10	SI	$M_5 \approx 3.59$	$5.39 \cdot 10^{10}$	$2.60 \cdot 10^{16}$	$5.34 \cdot 10^{46}$	—
IIIZ W2	SI	$M_7 \approx 1.93$	$2.89 \cdot 10^{12}$	$2.37 \cdot 10^{14}$	$1.18 \cdot 10^{41}$	—
3C 273	QSO	$M_9 \approx 1.04$	$1.56 \cdot 10^{14}$	$1.11 \cdot 10^{15}$	$3.04 \cdot 10^{39}$	$0.42 \cdot 10^{16}$
OX 169	QSO	$M_8 \approx 2.43$	$3.65 \cdot 10^{13}$	$1.46 \cdot 10^{14}$	$1.28 \cdot 10^{30}$	$0.98 \cdot 10^{14}$
3C 351	QSO	$M_8 \approx 2.32$	$3.48 \cdot 10^{13}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$6.57 \cdot 10^{40}$	—
3C 334	QSO	$M_7 \approx 5.70$	$8.55 \cdot 10^{12}$	$1.64 \cdot 10^{15}$	$5.24 \cdot 10^{41}$	—
3C 263	QSO	$M_9 \approx 1.06$	$1.59 \cdot 10^{11}$	$1.57 \cdot 10^{15}$	$4.92 \cdot 10^{39}$	—
PkS 1510—89	QSO	$M_8 \approx 1.19$	$1.79 \cdot 10^{13}$	$1.89 \cdot 10^{15}$	$1.73 \cdot 10^{41}$	—
PkS 0537—44	QSO	$M_9 \approx 2.17$	$3.25 \cdot 10^{14}$	$1.37 \cdot 10^{15}$	$1.37 \cdot 10^{39}$	—
PHL 1657	QSO	$M_7 \approx 8.24$	$1.24 \cdot 10^{13}$	$2.17 \cdot 10^{15}$	$3.69 \cdot 10^{41}$	—
MR 2251+11	QSO	$M_7 \approx 2.61$	$3.91 \cdot 10^{12}$	$3.94 \cdot 10^{15}$	$5.09 \cdot 10^{42}$	—
PkS 2155—30	BL LAC	$M_8 \approx 3.95$	$5.92 \cdot 10^{13}$	$5.08 \cdot 10^{14}$	$4.00 \cdot 10^{39}$	$1.59 \cdot 10^{14}$
PkS 0735+17	BL LAC	$M_9 \approx 3.13$	$4.70 \cdot 10^{14}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$1.19 \cdot 10^{39}$	$1.26 \cdot 10^{15}$
WI 0846+51	BL LAC	$M_9 \approx 1.81$	$2.70 \cdot 10^{14}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$2.74 \cdot 10^{39}$	$0.73 \cdot 10^{15}$
Сен А	RG	$M_4 \approx 8.83$	$1.32 \cdot 10^9$	$2.17 \cdot 10^{14}$	$3.33 \cdot 10^{41}$	—
LB 9743	QSO	$M_7 \approx 5.08$	$7.62 \cdot 10^{12}$	$2.37 \cdot 10^{12}$	—	$20.51 \cdot 10^{12}$
3C 454.3	QSO	$M_8 \approx 4.64$	$6.95 \cdot 10^{13}$	$1.61 \cdot 10^{13}$	—	$18.71 \cdot 10^{13}$
3C 345	QSO	$M_8 \approx 5.20$	$7.80 \cdot 10^{13}$	$1.34 \cdot 10^{14}$	$1.13 \cdot 10^{40}$	—
3C 446	QSO	$M_0 \approx 1.04$	$1.56 \cdot 10^{14}$	$9.03 \cdot 10^{13}$	—	$41.88 \cdot 10^{13}$
AO 235+16	BL LAC	$M_9 \approx 4.53$	$6.79 \cdot 10^{14}$	$1.39 \cdot 10^{15}$	$4.77 \cdot 10^{34}$	$1.83 \cdot 10^{15}$
B2 1308+32	BL LAC	$M_9 \approx 3.52$	$5.27 \cdot 10^{14}$	$1.33 \cdot 10^{13}$	—	$141.91 \cdot 10^{13}$
3C 66A	BL LAC	$M_9 \approx 1.16$	$1.75 \cdot 10^{14}$	$3.76 \cdot 10^{12}$	—	$469.91 \cdot 10^{12}$
OJ 287	BL LAC	$M_8 \approx 1.89$	$2.83 \cdot 10^{13}$	$1.14 \cdot 10^{12}$	—	$76.21 \cdot 10^{12}$

5. Рассмотрим случай анизотропного излучения, т. е. допустим возможность асимметрической геометрии излучения. Из формулы (25), с учетом эффекта световода (появляется дополнительный множитель $g \frac{L'}{L} = 1.2$), получим:

$$M_8 = 4.85 \cdot 10^{-43} L \text{ эрг}^{-1} \text{ с.} \quad (26)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 2 ($N(0)$ определяется в случае нейтронов).

Таблица 2

Объект	Тип	M_n	r_g (см)	R (см)	$N(\theta)$ (см ⁻³)	R_n (см)
NGC 2992	NELG/S2	$M_4 \approx 3.86$	$5.78 \cdot 10^9$	$3.35 \cdot 10^{15}$	$1.25 \cdot 10^{15}$	—
NGC 526 A	NELG/S2	$M_1 \approx 8.83$	$1.32 \cdot 10^{10}$	$4.03 \cdot 10^{15}$	$2.67 \cdot 10^{15}$	—
NGC 7582	NELG/S2	$M_4 \approx 1.09$	$1.63 \cdot 10^9$	$3.85 \cdot 10^{15}$	$5.79 \cdot 10^{17}$	—
NOC 3227	SI	$M_3 \approx 2.61$	$3.91 \cdot 10^8$	$1.06 \cdot 10^{15}$	$7.12 \cdot 10^{17}$	—
NGC 6814	SI	$M_4 \approx 1.68$	$2.52 \cdot 10^9$	$2.99 \cdot 10^{12}$	$6.49 \cdot 10^{12}$	—
NGC 4051	SI	$M_2 \approx 8.63$	$1.29 \cdot 10^8$	$2.99 \cdot 10^{13}$	$1.77 \cdot 10^{16}$	—
NGC 3516	SI	$M_4 \approx 1.28$	$1.91 \cdot 10^9$	$1.53 \cdot 10^{16}$	$3.61 \cdot 10^{18}$	—
Mk N 10	SI	$M_1 \approx 2.27$	$3.41 \cdot 10^9$	$2.60 \cdot 10^{10}$	$3.37 \cdot 10^{18}$	—
III Z W 2	SI	$M_0 \approx 1.22$	$1.83 \cdot 10^{11}$	$2.37 \cdot 10^{14}$	$7.45 \cdot 10^{12}$	—
ЭC 273	QSO	$M_7 \approx 6.55$	$9.82 \cdot 10^{12}$	$1.11 \cdot 10^{15}$	$1.92 \cdot 10^{11}$	—
OX 169	QSO	$M_7 \approx 2.43$	$2.30 \cdot 10^{12}$	$1.46 \cdot 10^{14}$	$8.08 \cdot 10^{10}$	—
ЭC 351	QSO	$M_7 \approx 1.47$	$2.19 \cdot 10^{12}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$4.14 \cdot 10^{12}$	—
ЭC 334	QSO	$M_6 \approx 3.59$	$5.39 \cdot 10^{11}$	$1.64 \cdot 10^{15}$	$2.68 \cdot 10^{12}$	—
ЭC 263	QSO	$M_7 \approx 6.69$	$1.00 \cdot 10^{13}$	$1.57 \cdot 10^{15}$	$3.11 \cdot 10^{11}$	—
PkS 1510—89	QSO	$M_6 \approx 7.52$	$1.13 \cdot 10^{12}$	$1.89 \cdot 10^{16}$	$1.09 \cdot 10^{13}$	—
PkS 0537—44	QSO	$M_8 \approx 1.37$	$2.05 \cdot 10^{13}$	$1.37 \cdot 10^{15}$	$8.66 \cdot 10^{10}$	—
PHL 1657	QSO	$M_0 \approx 5.20$	$7.80 \cdot 10^{11}$	$2.17 \cdot 10^{15}$	$2.33 \cdot 10^{13}$	—
MR 2251+11	QSO	$M_0 \approx 1.64$	$2.47 \cdot 10^{11}$	$3.94 \cdot 10^{15}$	$3.22 \cdot 10^{11}$	—
PkS 2155—30	BL LAC	$M_7 \approx 2.49$	$3.73 \cdot 10^{12}$	$5.07 \cdot 10^{14}$	$2.53 \cdot 10^{11}$	—
PkS 0735+17	BL LAC	$M_8 \approx 1.98$	$2.97 \cdot 10^{13}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$7.54 \cdot 10^{10}$	—
WI 0846+51	BL LAC	$M_8 \approx 1.14$	$1.71 \cdot 10^{13}$	$1.80 \cdot 10^{15}$	$1.73 \cdot 10^{11}$	—
Сел А	RG	$M_2 \approx 5.57$	$8.36 \cdot 10^7$	$2.17 \cdot 10^{14}$	$2.10 \cdot 10^{16}$	—
LB 9743	QSO	$M_6 \approx 3.21$	$4.81 \cdot 10^{11}$	$2.37 \cdot 10^{12}$	$1.75 \cdot 10^{39}$	$1.29 \cdot 10^{12}$
ЭC 454.3	QSO	$M_7 \approx 2.92$	$4.39 \cdot 10^{12}$	$1.61 \cdot 10^{13}$	$1.12 \cdot 10^{39}$	$1.18 \cdot 10^{13}$
ЭC 345	QSO	$M_7 \approx 3.28$	$4.92 \cdot 10^{12}$	$1.34 \cdot 10^{14}$	$7.12 \cdot 10^{11}$	—
ЭC 446	QSO	$M_7 \approx 6.65$	$9.82 \cdot 10^{11}$	$9.03 \cdot 10^{13}$	—	$2.64 \cdot 10^{13}$
АО 235+16	BL LAC	$M_8 \approx 2.86$	$4.29 \cdot 10^{13}$	$1.39 \cdot 10^{15}$	$3.00 \cdot 10^{10}$	—
B2 1308+32	BL LAC	$M_8 \approx 2.22$	$3.33 \cdot 10^{13}$	$1.34 \cdot 10^{13}$	$6.99 \cdot 10^{39}$	$8.95 \cdot 10^{13}$
ЭC 66 A	BL LAC	$M_7 \approx 7.35$	$1.10 \cdot 10^{13}$	$3.76 \cdot 10^{12}$	$4.31 \cdot 10^{39}$	$29.65 \cdot 10^{12}$
OJ 287	BL LAC	$M_8 \approx 1.19$	$1.79 \cdot 10^{12}$	$1.14 \cdot 10^{12}$	$5.09 \cdot 10^{39}$	$4.81 \cdot 10^{12}$

Заметим, что в активных галактических ядрах плотность вещества на-
много превышает плотность излучения $\bar{\rho}_B \gg \bar{\rho}_{\text{из}}$, т. е. $M \gg \frac{4}{3} \frac{RL}{c^3}$ (или $M_n \gg$
 $\gg 2.51 \cdot 10^{-65} \cdot 10^{-n} RL$ с см⁻¹ эрг⁻¹). К примеру, при $n=8$, $R_{\text{max}} =$
 $= 10^{13}$ см, имеем: $M_8 \gg 2.51 \cdot 10^{-58} L$ эрг⁻¹ с.

На основе полученных результатов заключаем: рассматриваемые
сверхкомпактные объекты со сверхэддингтоновской светимостью (причем

наблюдаемые значения параметров некоторых из них явно не согласуются с предсказаниями современных аккреционных моделей черных дыр) хорошо моделируются в рамках теории равновесных конфигураций барионного протоповещества, особенно при учете асимметрии геометрии излучения.

6. Наконец, оценим соответствующие параметры нейтронной звезды, которая является источником γ -вспышки 5 марта 1979 г. С помощью 12-и различных инструментов на разных космических аппаратах 5 марта 1979 г. была зарегистрирована необычно мощная γ -вспышка [9, 10]. Ее местонахождение соответствует направлению остатка сверхновой N49 в Большом Магелановом Облаке (БМО) (с точностью до 1×2 мин. дуги). Характеристики этой необычной γ -вспышки сильно отличаются от соответствующих характеристик обычных γ -вспышек: максимальный поток излучения $\simeq 10^{-3}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в импульсной фазе на порядок больше, чем у обычных γ -вспышек. Это означает, что имеем светимость $\simeq 3 \cdot 10^{44}$ эрг с^{-1} (расстояние до БМО 55 кпк). Импульсная фаза самая кратковременная ($\simeq 0.15$ с) из всех наблюдаемых γ -вспышек. При этом освободилось $\simeq 5 \cdot 10^{43}$ эрг энергии, что на 5 порядков превосходит обычную γ -вспышку. Чрезвычайно малая длительность импульсной фазы ($< 2 \cdot 10^{-4}$ с) указывает на то, что радиус излучательной области не превышает 60 км (расстояние, проходимое светом за это время). Поэтому допускают, что источником γ -вспышки является нейтронная звезда. Низкоэнергетическая часть спектра звезды ведет себя экспоненциально, с характерной энергией $\simeq 0.03$ Мэв. Выше 0.3 Мэв спектр расширяется с максимумом около 0.4 Мэв. После γ -вспышки 5 марта произошли еще три, видимо того же источника: 6 марта, 4 и 24 апреля 1979 г., соответственно. Амплитуды этих вспышек на несколько порядков слабее амплитуды вспышки 5 марта.

Согласно работе [9], масса и радиус нейтронной звезды равны $M_1 \simeq 1 \div 1.3$, $R_1 \simeq 10$ км. Теперь из формул (21), (22) найдем плотность барионов (нейтронов) в центре звезды, при которой эффективный радиус равен $\simeq 10$ км: $N(0) \simeq 1.85 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$. При этом $x_F(0) \simeq 5.0$ немного больше, чем $2\sqrt{6}$. Следовательно, можно оценить радиус звезды также с помощью формулы (23): $R_1 \simeq 5.25$ км.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE STUDY OF EQUILIBRIUM CONFIGURATIONS OF
PROTOMATTER. II

G. T. TER-KAZARIAN

The detailed analytical investigation in simplest case of equilibrium single-component configuration of baryon protomatter at one-dimensional spacelike inner distortion of continuum is worked out. The relation of radius-mass for such super-massive formations is obtained, on the basis of which the estimations of corresponding parameters of active galactic nuclei are carried out. It has been shown that the considered super-massive objects with super-Eddington luminosity (moreover, the observational data for some of them violate the predictions of accretion models of black holes) are satisfactorially modeled in the frame of suggested theory of equilibrium configuration of baryon protomatter, particularly, if one takes into account the asymmetry of geometry of radiation. The estimations of parameters of neutron star which is the source of γ -ray transient of the 5th of March 1979 are also carried out.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Тер-Казарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., вып. 62, 1989.
2. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 31, 345, 1989.
3. Г. Т. Тер-Казарян, Док. АН СССР, т. 309, № 1, 97, 1989.
4. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
5. J. L. Elliot, S. L. Shapiro, *Astrophys. J.*, 192, 13, 1974.
6. M. A. Abramowicz, L. Nobili, *Nature*, 300, 506, 1982.
7. L. Bassani, A. J. Dean, S. Sembag, *Astron. and Astrophys.*, 125, 52, 1983.
8. L. Bassani, A. J. Dean, Prepr. Univ. Southampton, Dept. Phys., Southampton, So9 5NH, U. K., 1983, p. 7.
9. R. Ramaty, S. Bonazzola, T. L. Cline, D. Kazanas, P. Mezsaros, R. E. Lingelfelter, *Nature*, 287, № 5778, 122, 1980.
10. R. Ramaty, R. E. Lingelfelter, R. W. Bussard, *Astrophys. and Space Sci.*, 75, 193, 1981.